

ОБРАЗОВАНИЕ ПЕРВИЧНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

С. Г. Рубин^{a,b*}, А. С. Сахаров^{c,**}, М. Ю. Хлопов^{abd***}

^a Московский инженерно-физический институт
115409, Москва, Россия

^b Научно-учебный центр по космомикрорифике «Космион»

^c Labor für Höchenergiephysik,
ETH- Hönggerberg, HPK-Gebäude, CH-8093, Zürich, Switzerland

^d Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук
125047, Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 февраля 2001 г.

Предлагается новый механизм образования протогалактик, основанный на фазовом переходе второго рода на инфляционной стадии и образовании доменных стенок по окончании инфляции. Наличие замкнутых доменных стенок, размер которых значительно превышает космологический горизонт в момент их образования, приводит к тому, что в постинфляционный период, когда размер стенок сравнивается с космологическим горизонтом, в результате их коллапса возникают кластеры массивных черных дыр, которые могут являться зародышами будущих галактик. Получены распределения черных дыр по массам, не противоречащие экспериментальным данным. Количество черных дыр с массами ~ 100 солнечных масс и более сопоставимо с числом галактик в видимой Вселенной. Развитие подхода дает основание для принципиальной новой картины образования галактик в горячей модели Вселенной.

PACS: 98.80.Cq, 98.62.Js

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение последних десяти лет изучение природы активных галактических ядер продвинулось далеко вперед. Практически уже ни у кого не остается сомнений в том, что центры галактик содержат массивные черные дыры [1]. С существованием черных дыр с массой 10^6 – 10^8 солнечных масс в ядрах галактик и аккрецией вещества на них связывают физическую природу их активности. Одно из возможных объяснений возникновения подобных сверхмассивных черных дыр предполагает коллапс большой совокупности звезд за счет их высокой концентрации в центрах галактик. Тем не менее механизм образования галактических ядер остается неясным. Так, согласно работе [2], имеются серьезные основа-

ния полагать, что звездообразование и образование галактических ядер шли одновременно. В статье [3] рассмотрена модель формирования галактик вокруг массивных черных дыр и приводятся доводы именно в пользу этой модели (см. также [4]). Каждый из этих подходов имеет свои преимущества и не свободен от недостатков.

Вопрос о «дозвездном» происхождении черных дыр остается открытым. В отличие от «вторичных» черных дыр, связанных с эволюцией звезд и звездных систем, существование так называемых «первичных» черных дыр не имеет надежных астрономических подтверждений. Ограничения, налагаемые астрономическими наблюдениями на концентрацию первичных черных дыр, являются уникальным источником информации о неоднородности ранней Вселенной [5] и физических процессах, ее вызывающих [6]. Масса первичной черной дыры может быть, вообще говоря, произвольной: от планковской

*E-mail: serg.rubin@mtu-net.ru

**E-mail: sakhas@particle.phys.ethz.ch

***E-mail: mkhlopov@orc.ru

(и даже меньше [7]) до массы, заключенной внутри современного горизонта. Однако в большинстве случаев при рассмотрении астрофизических эффектов от первичных черных дыр ограничиваются массами, много меньшими массы Солнца. Дело в том, что механизм образования первичных черных дыр связывается, как правило, с развитием неоднородностей, ограниченных космологическим горизонтом. Наблюдательные данные о распределении легких элементов, а также спектре реликтового излучения налагают жесткие ограничения на величину неоднородностей на догалактической стадии после первой секунды расширения. Тем самым реалистические механизмы образования первичных черных дыр должны, казалось бы, быть отнесены к очень ранним ($t \ll 1$ с) стадиям эволюции Вселенной, когда масса, заключенная внутри космологического горизонта и ограничивающая возможную массу первичных черных дыр, значительно меньше массы Солнца. Тем не менее давно обсуждаемая возможная генетическая связь квазаров и активных галактических ядер с существованием значительно более массивных первичных черных дыр [8] становится предметом детальных исследований [9–11].

Нами рассматривается новый механизм раннего образования кластеров массивных черных дыр, которые в дальнейшем служат центрами образования галактик. Этот механизм может оказаться свободным от недостатков, присущих моделям, в которых постулируется единичная первичная черная дыра как зародыш будущей галактики.

В работе авторов [11] предложен новый механизм образования первичных черных дыр, открывающий возможность для образования массивных черных дыр в ранней Вселенной. Рассматривается возможность образования черных дыр после коллапса замкнутых стенок, сформировавшихся при фазовом переходе второго рода. Масса таких черных дыр варьируется в широких пределах, вплоть до масс порядка 10^8 солнечных масс.

Предположим, что потенциал системы полей имеет, по крайней мере, два различных вакуумных состояния. Тогда имеются две возможности в распределении этих состояний в ранней Вселенной. Первая возможность состоит в том, что Вселенная содержит примерно одинаковое количество подобных состояний, что имеет место при обычных условиях в температурном фазовом переходе. Другая возможность соответствует случаю, когда два вакуумных состояния образуются с различной вероятностью. При этом возникают острова менее вероятного вакуумного состояния, окруженные морем

другого, более вероятного вакуума. Как показано в [12], важным условием этого является наличие долин в потенциале скалярного поля во время инфляции. Тогда фоновые де-ситтеровские флуктуации такого эффективно безмассового скалярного поля могут привести к островам одного вакуума в море другого. Такой фазовый переход происходит после окончания инфляции во Вселенной Фридмана–Робертсона–Уокера. После фазового перехода два вакуума оказываются разделенными стенкой, причем размеры такой стенки могут быть гораздо больше космологического горизонта в тот период. В некоторый момент после пересечения горизонта они начинают сжиматься из-за поверхностного натяжения. В результате, если стенка не излучает значительную часть своей энергии в виде скалярных волн и в отсутствие трения, почти вся энергия такой замкнутой стенки может быть сконцентрирована в малом объеме внутри гравитационного радиуса, что является необходимым условием образования черных дыр.

Спектр масс черных дыр, которые могут быть образованы таким образом, зависит от параметров потенциала скалярного поля, которые обуславливают направление и размеры долины во время инфляции и фазовый переход на постинфляционной стадии. Хотя в данной статье мы имеем дело с так называемым псевдо-намбу-голдстоуновским полем, описанный механизм является достаточно общим.

Наличие массивных первичных черных дыр является новым фактором развития гравитационной неустойчивости окружающего вещества и может служить основой новых сценариев образования и эволюции галактик.

2. ФОРМИРОВАНИЕ ЗАМКНУТЫХ СТЕНОК КОМПЛЕКСНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим механизм появления массивных стенок, имеющих размер, много больший размера горизонта на момент окончания инфляции. Пусть имеется комплексное скалярное поле с потенциалом вида

$$V(\varphi) = \lambda(|\varphi|^2 - f^2/2)^2, \quad (1)$$

где $\varphi = r e^{i\theta}$. Предположим, что масса радиальной компоненты поля r достаточно велика, тогда еще до окончания инфляции комплексное поле окажется в состоянии, близком к основному. Поскольку минимум потенциала (1) вырожден, поле имеет вид

$$\varphi \approx \left(f/\sqrt{2}\right) e^{i\theta},$$

причем фаза θ приобретает смысл безмассового поля.

Для дальнейшего полезно отметить, что используя выражение (1) на инфляционной стадии, мы пренебрегли слагаемым

$$\delta V(\theta) = \Lambda^4 (1 - \cos \theta). \quad (2)$$

Это слагаемое является вкладом от инстантонных эффектов в перенормировку лагранжиана. Поскольку параметр Λ возникает в результате перенормировок, он не может быть очень большим, поэтому разумно предполагать $\Lambda \ll H, f$. В постинфляционный период, когда постоянная Хаббла резко уменьшается со временем ($H = 1/2t$ в период радиационной доминантности), слагаемое (2) начинает играть существенную роль.

Предположим, что та часть Вселенной, которая находится внутри современного горизонта, образовалась за N_U e -фолдингов до окончания инфляции. Как было показано в [13], квантовые флуктуации поля во время инфляции быстро перерабатываются в классическую составляющую поля. При этом значения безмассового поля в соседних причинно не связанных областях размером H^{-1} различаются в среднем на величину

$$\delta\theta = H/2\pi f \quad (3)$$

после одного e -фолдинга. На следующем шаге по времени $\Delta t = H^{-1}$, т.е. в течение следующего e -фолдинга, каждая причинно связанная область разбивается на $\sim e^3$ причинно не связанных областей, в каждой из которых фаза отличается на $\sim \delta\theta$ от той, которая была на предыдущем шаге. Таким образом, с течением времени появляется все больше областей, в которых фаза сильно отличается от первоначальной. Более точно вероятность обнаружения фазы θ есть [14–16]

$$P(\theta, N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_N} \exp\left\{-\frac{\theta_U - \theta}{2\sigma_N^2}\right\}, \quad (4)$$

$$\sigma_N = \frac{H}{2\pi f} \sqrt{N_U - N}.$$

Здесь N — число e -фолдингов, оставшихся до окончания инфляционного периода, θ_U — случайное значение фазы в момент образования причинно связанной области, соответствующей видимой части современной Вселенной. Без ограничения общности выберем $0 < \theta_U < \pi$. Ниже мы покажем, что конкретное значение начальной фазы существенным образом влияет на эволюцию Вселенной в постинфляционный период.

Вероятность обнаружения определенной фазы подчиняется распределению Гаусса (4), и, следовательно, средняя по всему пространству фаза равна случайной первоначальной фазе θ_U . Принципиально важным моментом является появление областей с фазами $\theta > \pi$. Поскольку такие домены появляются лишь через некоторое время, в течение которого Вселенная экспоненциально расширялась, они оказываются окруженными пространством, характеризующимся фазой $\theta < \pi$. Именно эти домены приводят в дальнейшем к появлению крупномасштабных структур. Отметим, что флуктуации фазы на нескольких первых e -фолдингах могут, вообще говоря, переработаться в конечном итоге во флуктуации реликтового излучения, что приведет к ограничениям на масштабный параметр f . Этой трудности можно избежать, если учесть взаимодействие поля φ с инфлатонным полем и сделать тем самым параметр f переменной величиной.

Если ранее потенциал (1) обладал $U(1)$ -симметрией и фаза θ соответствовала безмассовому полю, то по окончании инфляционной стадии, благодаря слагаемому (2), симметрия нарушается, потенциал поля θ приобретает минимумы в точках $\theta_{min} = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots$, а само поле θ — массу $m_\theta = 2f/\Lambda^2$. Согласно классическому уравнению движения для фазы

$$\ddot{\theta} + 3H\dot{\theta} + \frac{d\delta V}{d\theta} = 0, \quad (5)$$

фаза начинает совершать затухающие колебания вокруг минимума потенциала, причем начальные значения различны в разных областях пространства. Более того, домены с начальной фазой $\pi < \theta < 2\pi$ совершают колебания вокруг минимума потенциала в точке $\theta_{min} = 2\pi$, в то время как фаза окружающего его пространства стремится к своему минимуму в точке $\theta_{min} = 0$. По окончании затухающих колебаний фазы возникают домены, характеризующиеся фазой $\theta_{min} = 2\pi$, окруженные пространством с фазой $\theta_{min} = 0$. Очевидно, что двигаясь по любому направлению из внутренней области домена наружу, мы с неизбежностью должны пройти через точку в пространстве, где $\theta = \pi$, поскольку фаза меняется непрерывно. Это в свою очередь означает, что обязательно возникает замкнутая поверхность, характеризующаяся фазой $\theta_{wall} = \pi$. Размеры такой поверхности зависят от момента возникновения данного домена в инфляционный период, форма поверхности может быть произвольной. Главным для дальнейшего является ее замкнутость.

Итак, получена полевая конфигурация, соединя-

ющая различные вакуумы потенциала (2). Точное классическое решение такой теории, обладающее трансляционной симметрией в двух пространственных направлениях (плоская стенка), хорошо известно [17]:

$$\theta_{wall}(x - x_0) = -4 \operatorname{arctg} \left[\exp \left(\frac{x - x_0}{d} \right) \right], \quad (6)$$

где d — толщина стенки. Поскольку толщина замкнутой стенки связана с микроскопическими параметрами теории, в то время как характерный размер стенки практически не ограничен *a priori*, выражение (6) с хорошей точностью применимо и в нашем случае. Нетрудно показать, что стенка обладает энергией, сосредоточенной там, где фаза $\theta = \pi$ [17]. Таким образом, мы получили механизм образования доменов, окруженных замкнутыми стенками. Поверхностная энергия стенки зависит от параметров лагранжиана, а их размер — от времени пересечения значения фазы, равной π в период инфляции.

3. ТОРМОЖЕНИЕ СТенок ПРИ ДВИЖЕНИИ СКВОЗЬ ПЛАЗМУ

Фазовые переходы первого и второго рода приводят к образованию стенок поля, отделяющих один вакуум этого поля от другого. Один из таких механизмов приведен в предыдущем разделе. В свою очередь, стенки обычно движутся с субсветовыми скоростями, взаимодействуя с окружающей плазмой. При этом в зависимости от вида взаимодействия и формы потенциала поля имеются две возможности. Частицы могут проходить сквозь стенку, попадая в другой вакуум и приобретая при этом массу. Подобная ситуация реализуется во время электрослабого фазового перехода [18], где соответствующее хиггсовское поле отвечает за механизм генерации масс фермионов. Напротив, возможна ситуация, когда масса частиц не меняется при переходе из одного вакуума в другой, как это происходит, например, при взаимодействии частиц с аксионной стенкой. В первом случае взаимодействие со средой приводит к существенному замедлению стенок. Во втором случае, как показано ниже, стенки практически прозрачны для среды при разумных значениях параметров.

Все рассуждения удобно проводить в системе покоя стенки. Вероятность рассеяния частицы плоской покоящейся стенкой записывается в виде

$$dw = dn(\mathbf{k}) 2\pi \delta(\varepsilon - \varepsilon') |M|^2 \frac{d^3 k'}{2\varepsilon V (2\pi)^3 \varepsilon'}. \quad (7)$$

Здесь $dn(\mathbf{k})$ — распределение налетающих частиц по импульсу, M — матричный элемент перехода частицы с энергией ε и импульсом \mathbf{k} в состояние с энергией ε' и импульсом \mathbf{k}' при взаимодействии с потенциалом вида $U = U(z)$, описывающим плоскую стенку. Давление, оказываемое частицами на стенку, связано со скоростью передачи импульса стенке

$$p = \frac{1}{S} \int dw q_z, \quad q_z = k'_z - k_z, \quad (8)$$

где S — площадь стенки. Выберем лагранжиан взаимодействия частиц со стенкой, представляющей собой классическую полевую конфигурацию фазы комплексного поля, в виде

$$L_{int} = \kappa \partial_z \theta(z) J_z, \quad J_\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \psi, \quad \kappa = i/f. \quad (9)$$

Тогда вычисление матричного элемента рассеяния стенкой частицы с импульсом k в конечное состояние с импульсом k'

$$M = \langle k' | \int L_{int} d^4 x | k \rangle \quad (10)$$

дает следующий результат:

$$|M|^2 = 8(4\pi)^6 \kappa^2 S \delta^{(2)}(\mathbf{q}_\parallel) k_z^2 \frac{1}{\operatorname{ch}^2(k_z d \pi)}. \quad (11)$$

При выводе формулы (11) учтено, что в системе покоя стенки из законов сохранения энергии-импульса следуют равенства

$$k'_z = \pm k_z; \quad \mathbf{q}_\parallel \equiv \mathbf{k}'_\parallel - \mathbf{k}_\parallel = 0,$$

причем ненулевой вклад в давление дают только отраженные частицы, для которых $k'_z = -k_z$. Следовательно, давление, оказываемое на стенку налетающими частицами, записывается в виде

$$p = \frac{4}{\pi^2} \kappa^2 \int \frac{k_z^2}{\operatorname{ch}^2(\pi k_z d)} (k_z - k'_z) \delta(\varepsilon - \varepsilon') \times \\ \times \delta(\mathbf{k}_\parallel - \mathbf{k}'_\parallel) \frac{dn(k)}{V} \frac{d\mathbf{k}'}{\varepsilon \varepsilon'}. \quad (12)$$

Определим далее распределение налетающих частиц по поперечному импульсу $dn(k)$. В системе покоя плазмы

$$dn_0(k_0) = C \exp \left\{ -\frac{E_0(\mathbf{k}_0)}{T} \right\} \frac{d\mathbf{k}_0 V}{(2\pi)^3}. \quad (13)$$

Здесь и далее индексом «0» отмечены величины, относящиеся к этой системе. Полагая, что температура плазмы T много больше масс фермионов и нормируя на полную плотность частиц

$$n_{tot} \approx N(g^*) T^3, \quad N(g^*) \approx 5,$$

получаем $C \approx 20\pi^2$. Кроме того, очевидно, что

$$dn(\mathbf{k}) = dn_0(\mathbf{k}_0), \quad (14)$$

причем импульсы налетающей частицы в системе покоя стенки и в системе покоя окружающей плазмы, в которой стенка движется со скоростью v , связаны между собой:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_{0\parallel} &= \mathbf{k}_{\parallel}, \\ k_{0z} &= \gamma(k_z + v\varepsilon), \\ E_0 &= \gamma(vk_z + \varepsilon), \\ \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Интегрирование выражения (12) по импульсу вылетающей частицы приводит к следующему выражению:

$$p = \text{sign}(k_z) \frac{32C\kappa^2}{(2\pi)^5} \gamma \int \frac{d\mathbf{k}}{\varepsilon^2} (\varepsilon + vk_z) \frac{k_z^2}{\text{ch}^2(\pi k_z d)} \times \exp\left\{-\gamma \frac{\varepsilon + vk_z}{T}\right\}. \quad (16)$$

При выводе этой формулы учтена лоренц-инвариантность фазового объема d^3k'/ε' . Вычисление интеграла (16) не представляет особых трудностей, но нам важна аналитическая оценка давления, создаваемого средой. С этой целью отметим, что стенки формируются при температурах $T \sim \Lambda$, а толщина стенки $d = f/2\Lambda^2$. Следовательно, имеется большой параметр

$$Td \approx f/\Lambda \gg 1,$$

что позволяет провести достаточно надежную оценку интеграла. Согласно формуле (16), наиболее эффективное рассеяние происходит при импульсах налетающих частиц

$$k_z \sim 1/\pi d \ll T.$$

В то же время очевидно, что

$$k_{\parallel} \sim \varepsilon \sim \gamma T \gg k_z.$$

Приведенные выражения позволяют оценить интеграл (16). Окончательное выражение для давления, создаваемого окружающей средой на стенку, имеет вид

$$p \approx \frac{20\kappa^2}{\pi^7} \frac{\gamma}{d^4}. \quad (17)$$

4. УСЛОВИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

После того как образовавшиеся домены с фазой $\theta > \pi$ резко увеличили свой объем на инфляционной стадии, их эволюция после разогрева Вселенной проходит на фоне фридмановского расширения с релятивистским уравнением состояния. Прежде всего, при $T \sim \Lambda$ происходит установление равновесного состояния с «вакуумной» фазой $\theta = 2\pi$ внутри домена и «вакуумной» фазой $\theta = 0$ вне его. При этом в переходной области шириной $\sim 1/m \sim f/\Lambda^2$ формируется замкнутая стенка, характеризующаяся значением фазы $\theta = \pi$ и отделяющая домен от окружающего пространства. Поверхностная плотность энергии стенки составляет величину $\sim f\Lambda^2$.

Следует отметить, что процесс установления равновесных («вакуумных») значений фазы может иметь затяжной характер и при длительной стадии когерентных колебаний фазы вокруг вакуумных значений плотность энергии этих колебаний может начать доминировать, определяя пылевую стадию расширения. Рассмотрим эффекты, влияющие на космологическую эволюцию такой стенки.

1) Прежде всего, заметим, что размер домена непосредственно после окончания инфляции значительно превышает размер горизонта на фридмановской стадии расширения. Общее сжатие замкнутой стенки возможно только после того, как размер горизонта сравняется с размером домена R_h . До этого момента характерный размер домена увеличивается вместе с расширением Вселенной, поскольку с самого начала мы предположили, что вклад рассматриваемого поля в полный тензор энергии-импульса мал по сравнению с вкладом от инфлатонного поля. Соответственно малым остается вклад этого поля и в полную плотность энергии Вселенной после разогрева, когда плотность энергии инфлатона переходит в плотность энергии релятивистских частиц. Очевидно также, что внутренние напряжения в стенке после пересечения горизонта инициируют процессы, минимизирующие ее поверхность. Это означает, что стенка, во-первых, сферизуется и, во-вторых, сжимается к центру. В дальнейшем мы для простоты рассматриваем движение сферических замкнутых стенок.

2) Поскольку энергия окружающей плазмы быстро убывает, энергия стенки может оказаться в некоторый момент времени сравнимой с энергией окружающей среды. При этом домен отделяется от общего расширения и его радиус R_w может оказаться меньше R_h .

3) Энергия стенки пропорциональна ее площади на момент выхода из-под горизонта. К моменту максимального сжатия эта энергия практически полностью конвертируется в кинетическую энергию. Если к моменту достижения своего минимального размера стенка локализуется в пределах гравитационного радиуса, то образуется первичная черная дыра.

4) Под действием внутренних сил стенка сжимается, двигаясь сквозь окружающую ее плазму. Возникающая сила трения может при некоторых обстоятельствах стать заметной и привести к равномерному, неускоренному сжатию стенки. При этом потенциальная энергия стенки рассеивается в окружающую среду. Лишь с некоторого размера R_f внутренние силы, пропорциональные кривизне поверхности, начинают преобладать и стенка сжимается с ускорением, доставляя достаточное количество энергии к центру для образования первичной черной дыры.

Из изложенного выше следует, что энергию, концентрируемую в процессе сжатия стенки, можно найти из условия

$$E \approx 4\pi R^2 \sigma, \quad R = \min(R_h, R_w, R_f). \quad (18)$$

Здесь $\sigma = 4\Lambda^2 f$ — поверхностная плотность энергии стенки. Условием образования черных дыр является

$$R_{min} \sim d < r_g = 2E/m_{pl}^2. \quad (19)$$

Предполагается, что сжатие сферической стенки происходит до размеров порядка толщины стенки.

Определим далее величины R_h, R_w, R_f , исходя из лагранжиана (1). Предположим, что домен определенной фазы появился за N e -фолдингов до конца инфляции. Тогда его размер к окончанию инфляции становится равным

$$l_e = H^{-1} e^N, \quad (20)$$

где H — постоянная Хаббла в этот период. К моменту выхода из-под горизонта домен успеет расширяться до размера

$$R_h \approx \frac{e^{2N}}{2HN}. \quad (21)$$

Далее предполагается, что видимая часть Вселенной образовалась за $N = N_U = 60$ e -фолдингов до окончания инфляции.

Второй характерный размер R_w найдем из условия равенства энергии стенки (18) и энергии

$$E_V = \rho \frac{4\pi}{3} R^3$$

плазмы внутри домена, окруженного стенкой, где

$$\rho = \frac{\pi^2}{30} g^* T^4$$

— плотность плазмы на радиационно-доминированной стадии. Учитывая также, что $\sigma = 4\Lambda^2 f$, получаем критический размер, который отделяется от общего расширения

$$R = R_{crit} = \frac{3\sigma}{\rho} = \frac{360\Lambda^2 f}{\pi^2 g^* T^4} \approx \frac{\Lambda^2 f}{T^4}. \quad (22)$$

Замечая, что температура во Вселенной Робертсона–Уокера на радиационно-доминированной стадии зависит от времени как

$$T = \left(\frac{45}{32\pi^2 g^*} \right)^{1/4} \sqrt{\frac{m_{pl}}{t}}, \quad (23)$$

и учитывая, что увеличение радиуса стенки до отделения от общего расширения пропорционально масштабному фактору,

$$R(t) = l_e \sqrt{t/t_e}, \quad (24)$$

получаем следующую зависимость $R_w(N)$:

$$R_w = (2^8 \pi \sigma)^{-1/3} \left(\frac{m_{pl}}{H} \right)^{2/3} N^{-2/3} \exp\left(\frac{4N}{3}\right). \quad (25)$$

Выражение для характерного размера (радиуса) стенки, при котором становится существенным трение, можно получить, приравнявая давление, создаваемое внутренними силами, $p_{int} = 2\sigma/R_f$, и давление, создаваемое окружающей средой при движении стенки. Пользуясь выражением (17) для давления, получим

$$R_f = \frac{\pi^7 \sigma d^4}{10\kappa^2 \gamma}. \quad (26)$$

Приведенные выше рассуждения не учитывают влияния гравитационного поля на динамику стенки и справедливы, если ее первоначальный размер много больше ее гравитационного радиуса. Вообще говоря, гравитационный радиус может при достаточно больших размерах домена оказаться сравнимым и даже превосходить размер стенки. В настоящей работе мы рассматриваем домены меньшего размера, так что собственное гравитационное поле не оказывает существенного влияния на эволюцию стенки. Следующий раздел посвящен исследованию процесса образования кластеров черных дыр на ранней стадии эволюции Вселенной.

5. КОРРЕЛЯЦИИ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЧЕРНЫХ ДЫР

В работе [11] изучался новый процесс образования некоррелированных первичных черных дыр во Вселенной. Было показано, что при разумных значениях параметров нетрудно получить 10^{11} массивных (10^{30} – 10^{40} г) черных дыр, т. е. как раз столько, сколько галактик в видимой Вселенной. При этом не учитывались свойственные данному механизму корреляции между образованием массивной черной дыры и черных дыр меньших масс вокруг нее. Рассмотрим корреляцию рождения черных дыр. Эта корреляция в основном связана с особенностями процесса образования доменов с фазой $\theta > \pi$, который обсуждался выше. Очевидно, что появление таких доменов является предпосылкой появления внутри них новых доменов меньшего размера. Сделаем оценку распределения по массам таких дочерних доменов. Предположим, что в некоторой области пространства с фазой $\theta < \pi$ на инфляционной стадии в результате флуктуации появилась область размером H^{-1} с фазой $\pi < \theta_0 < \pi + \delta$, где $\delta = H/2\pi f$ — средний скачок фазы за время H^{-1} . Тогда в течение следующего e -фолдинга эта пространственная область разделится на e^3 подобластей, часть из которых приобретет фазу θ_1 , такую, что $\pi - \delta < \theta_1 < \pi$. Впоследствии после фазового перехода эти области будут отделены от внешней области стенками. Подобные переходы, но с пересечением фазы $\theta = \pi$ в обратном направлении, произойдут в каждой из этих подобластей во время следующего e -фолдинга. Появляется структура фрактального типа, которая воспроизводит самую себя на каждом временном шаге во все меньших масштабах.

Пусть ζ — число областей, образующихся на каждом шаге и вокруг которых может в будущем появиться стенка. Очевидно, что $1 < \zeta \ll e^3$. Для дальнейших оценок будем предполагать, что $\zeta \approx 2$ – 3 . Поскольку каждая причинно связанная область касается приблизительно шести соседних таких же областей, трудно ожидать большего при общем их числе $\sim e^3 \approx 20$. Масса будущей черной дыры, конечно, при условии, что она действительно образуется, определяется площадью замкнутой поверхности с фазой $\theta = \pi$. Отношение площадей основной и дочерней областей легко оценить: площадь основной, исходной области после одного e -фолдинга

$$S_0 \approx e^2 H^{-2},$$

а площадь только что образовавшейся дочерней области

$$S_1 \approx H^{-2}.$$

Таким образом, отношение масс черных дыр соседних поколений составляет

$$M_j/M_{j+1} \approx S_j/S_{j+1} \approx e^2, \quad (27)$$

а их число, по предположению,

$$N_{j+1}/N_j = \zeta. \quad (28)$$

Нетрудно видеть, что число и масса черных дыр, образующихся на j -м e -фолдинге после появления первичной области, определяются параметрами наиболее массивной черной дыры, генетически связанной с первичной областью, в которой фаза первый раз превзошла значение π . Очевидно, что

$$N_j \approx \zeta^j, \quad M_j \approx M_0/e^{2j}. \quad (29)$$

Исключая j из этих равенств, находим распределение черных дыр в кластере по массам:

$$N_{cl}(M) \approx (M_0/M)^{(1/2) \ln \zeta}. \quad (30)$$

Полная масса кластера выражается через массу M_0 основной, наиболее массивной черной дыры:

$$M_{tot} = M_0 + \zeta M_1 + \zeta^2 M_2 + \dots = M_0 + \zeta e^{-2} M_0 + (\zeta e^{-2})^2 M_0 + \dots = M_0 [1 - \zeta/e^2]^{-1}. \quad (31)$$

Как видно, масса кластера черных дыр всего лишь в полтора–два раза превышает массу основной черной дыры. Количество же дочерних черных дыр зависит от причин, которые были рассмотрены в предыдущем разделе.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

До сих пор обсуждалась лишь принципиальная возможность образования доменных стенок, соединяющих соседние вакуумы. Используем полученные выше формулы, чтобы оценить эффективность предложенного механизма образования кластеров черных дыр. Для численных расчетов выберем следующие значения параметров, согласующиеся с наблюдаемой анизотропией реликтового излучения: постоянная Хаббла на момент окончания инфляции $H = 10^{13}$ ГэВ, параметры лагранжиана $f = 1.77H$ и $\Lambda = 5$ ГэВ. Начальная фаза, с которой образовалась видимая часть Вселенной за время $t_U \approx 60H^{-1}$ до окончания инфляции, регулирует число доменов и, соответственно, число замкнутых стенок в

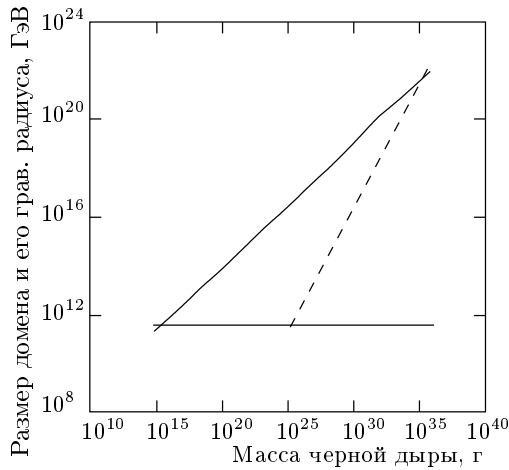


Рис. 1. Характерный размер домена (сплошная линия) и его гравитационный радиус (штриховая линия) в зависимости от массы домена. Горизонтальная линия соответствует толщине стенки. Значения параметров указаны в тексте

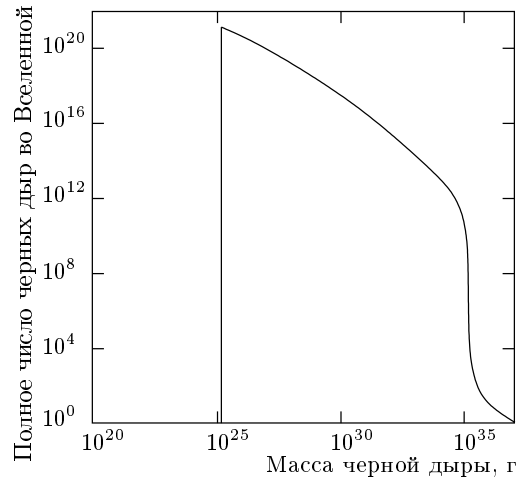


Рис. 2. Распределение первичных черных дыр по массам

постинфляционный период. Эта случайная величина, никак не связанная с параметрами лагранжиана, должна выбираться с учетом наблюдательных данных об обилии черных дыр во Вселенной. Выберем численное значение $\theta_U = 0.05\pi$, при котором возникает достаточно много массивных черных дыр, а обилие небольших черных дыр не противоречит экспериментальным ограничениям.

Численные расчеты в логарифмическом масштабе представлены на рис. 1. Нижняя горизонтальная линия показывает толщину стенки. Видно, что условие существования стенок (характерный размер домена больше толщины стенки) выполняется для доменов с массой более 10^{15} г. Домены с меньшей энергией имеют при выбранных параметрах размеры, меньшие толщины стенки. Это означает, что формирование стенок исключено и в области домена остается лишь флуктуация плотности энергии. В конечном итоге энергия стенок при сжатии полностью переходит в излучение.

Необходимым условием образования черной дыры в результате коллапса стенки домена является то, что гравитационный радиус домена должен быть больше толщины стенки. Как видно из рис. 1, это условие выполняется для черных дыр с массой $\geq 10^{25}$ г. Следовательно, рассматриваемый механизм образования черных дыр приводит к нетривиальной ситуации, когда существуют массивные первичные черные дыры при полном отсутствии первичных черных дыр меньших масс. Отметим, что

наиболее существенные наблюдательные ограничения на обилие первичных черных дыр приходятся на массы $\sim 10^{15}$ г, которые при выбранных значениях параметров образоваться не могут. Поскольку гравитационный радиус пропорционален площади поверхности стенки, графики, соответствующие размеру домена и его гравитационному радиусу, должны пересекаться. Это действительно происходит при массах стенок $\sim 10^{35}$ г. При больших массах необходимо учитывать влияние гравитации с самого начала, на стадии формирования стенок, что, по-видимому, дает ограничение сверху на возможные массы первичных черных дыр. Как следует из выражения (26), трение начинает сказываться лишь для сверхмассивных стенок, количество которых пренебрежимо мало.

Распределение первичных черных дыр по массам для выбранных значений параметров показано на рис. 2 (см. также обсуждение в работе [11]), из которого видно, что массы первичных черных дыр заключены в интервале 10^{25} – 10^{35} г. Начальное значение фазы θ_U выбрано таким образом, чтобы число массивных черных дыр (массой $\sim 10^{35}$ г) равнялось бы числу галактик в видимой части Вселенной. Общая масса черных дыр составляет при этом $\sim 1\%$ от вклада барионов на данный момент.

Результаты чувствительны к изменению параметра теории Λ и начальной фазы θ_U . При уменьшении параметра θ_U до величин ≈ 1 ГэВ появляются еще более массивные черные дыры с массой $\sim 10^{40}$ г. Изменение же начальной фазы приводит к резкому изменению общего числа черных дыр. В

разд. 5 показано, что каждый домен порождает целое семейство доменов в непосредственной близости от него. Полная масса такого кластера лишь в 1.5–2 раза больше основной наиболее массивной черной дыры в этой области пространства. Таким образом, наши расчеты подтверждают возможность образования кластеров массивных черных дыр с массами $\sim 100M_{\odot}$ и более на очень ранних стадиях эволюции Вселенной при температуре $\sim 1 - 10$ ГэВ. Они представляют собой устойчивые флуктуации плотности энергии, вокруг которых в дальнейшем может образоваться повышенная барионная плотность с последующей эволюцией в галактики.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предлагается новый механизм образования протогалактик, основанный на космологических следствиях моделей элементарных частиц, предсказывающих неравновесный фазовый переход второго рода на инфляционной стадии и образование доменных стенок по окончании инфляции. Образование замкнутых доменных стенок, размер которых значительно превышает космологический горизонт в момент их образования, приводит к тому, что в постинфляционный период, когда размер стенок сравнивается с космологическим горизонтом, в результате их коллапса возникают массивные черные дыры, которые могут являться зародышами будущих галактик. Получены распределения черных дыр по массам, которые не противоречат экспериментальным данным. Количество черных дыр с массами $\sim 100M_{\odot}$ и более сопоставимо с числом галактик в видимой Вселенной. Рассмотрен механизм торможения стенок. Показано, что торможение влияет на динамику коллапса лишь сверхмассивных стенок.

Развитие подхода, предлагаемого в данной работе, дает основание для принципиально новой картины образования галактик в горячей модели Вселенной. Традиционно в теории горячей Вселенной полагается однородное распределение вещества во всех масштабах, а образование наблюдаемых неоднородностей связывается с ростом малых начальных возмущений плотности. Однако анализ космологических следствий теории элементарных частиц указывает на возможность существования сильно неоднородных первичных структур в распределении как скрытой массы, так и барионов, которые представляют собой новый фактор в теории образования галактик. Топологические дефекты, такие как космологические стенки и нити, первичные черные дыры,

архиоли в моделях аксионной холодной скрытой массы [19, 20], сильно неоднородный бариосинтез, приводящий к образованию доменов антивещества в барион-асимметричной Вселенной [12, 21] — вот далеко не полный перечень возможных первичных неоднородностей, предсказываемых в космологии моделями элементарных частиц.

Предлагаемый подход открывает ряд интересных аспектов в этом направлении. Действительно, в рассматриваемой модели возможен количественный анализ корреляций образования первичных массивных черных дыр и первичной неоднородности скрытой массы и барионов. Прежде всего, в самой основе рассматриваемого механизма лежит неоднородное распределение фазы, приобретающей затем, подобно тому, как это имеет место в космологии невидимого аксиона, динамический смысл начальной амплитуды когерентных колебаний скалярного поля. Независимо от эффективности диссипации энергии этих колебаний области образования замкнутых стенок должны коррелировать с областями максимальной плотности энергии скрытой массы. Если эти колебания не затухают, то их плотность энергии может обеспечить современную плотность скрытой массы. Неоднородность начальной амплитуды колебаний отразится тогда на неоднородности их начальной плотности энергии, так что области образования черных дыр одновременно станут областями повышенной плотности скрытой массы. Качественно тот же эффект (хотя, возможно, и менее ярко выраженный) имеет место и в случае диссипации когерентных колебаний за счет рождения частиц. Повышенная плотность энергии колебаний переходит при этом в локально повышенную плотность рождаемых в этой области частиц скрытой массы.

В классе моделей спонтанного бариосинтеза изменение фазы определяет генерацию избытка барионов, так что в дополнение к повышенной плотности скрытой массы области образования первичных массивных черных дыр могут характеризоваться повышенной плотностью барионов. При этом внутри замкнутой стенки, где фаза $\theta > \pi$, этот же механизм генерирует избыток антибарионов [12], однако выживание такого домена антивещества имеет место лишь при достаточно больших размерах [22]. Таким образом, развитие предлагаемого подхода может привести к целому ряду интересных сценариев первичного образования протогалактик, обусловленных выбором конкретных моделей элементарных частиц и их параметров. Данная работа представляет собой первый шаг в этом направлении.

Авторы благодарны Е. Д. Жижину за обсуждение результатов и А. А. Старобинскому за интерес к работе. Работа С. Г. Р. и М. Ю. Х. частично выполнена в рамках проекта «Cosmoparticle Physics» Российской государственной научно-технической программы «Астрономия. Фундаментальные исследования космоса» при поддержке международного сотрудничества Космион-ETHZ и Ерсос-AMS. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-15-96699 по поддержке научных школ).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. E. Rosenberg and J. R. Rutgers, E-print archives astro-ph/0012023 (2000).
2. S. Veilleux, E-print archives astro-ph/001212 (2000).
3. M. Stiavelli, E-print archives astro-ph/9801021 (1998).
4. M. R. Merrifield, D. A. Forbes, and A. I. Terlevich, E-print archives astro-ph/0002350 (2000).
5. И. Д. Новиков, А. Г. Полнарев, А. А. Старобинский, Я. Б. Зельдович, *Astron. Astrophys.* **80**, 104 (1979).
6. А. Г. Полнарев, М. Ю. Хлопов, *УФН* **143**, 369 (1985).
7. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* **42**, 641 (1962).
8. М. Ю. Хлопов, in *Proc. Conf. «QSO Physical Properties and Spectra»*, Сообщения специальной астрофизической обсерватории **6**, 7 (1987).
9. J. Yokoyama, E-print archives astro-ph/9802357 (1998).
10. H. II Kim, E-print archives astro-ph/9907372 (1999).
11. S. G. Rubin, M. Yu. Khlopov, and A. S. Sakharov, *Gravitation & Cosmology, Supplement* **6**, 51 (2000).
12. M. Yu. Khlopov, S. G. Rubin, and A. S. Sakharov, *Phys. Rev. D* **62**, 083505 (2000).
13. А. А. Старобинский, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 682 (1979).
14. A. Vilenkin and L. Ford, *Phys. Rev. D* **26**, 1231 (1982).
15. A. D. Linde, *Phys. Lett. B* **116**, 335 (1982).
16. A. Starobinsky, *Phys. Lett. B* **117**, 175 (1982).
17. R. Rajaraman, *Solitons and Instantons*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam–New-York–Oxford (1982).
18. B. H. Liu, L. McLerran, and N. Turok, *Phys. Rev. D* **46**, 2668 (1992).
19. А. С. Сахаров, М. Ю. Хлопов, *ЯФ* **57**, 514 (1994).
20. А. С. Сахаров, Д. Д. Соколов, М. Ю. Хлопов, *ЯФ* **59**, 1050 (1996).
21. M. Yu. Khlopov, *Cosmoparticle Physics*, World Scientific, Singapore–New Jersey–London–Hong Kong (1999).
22. M. Yu. Khlopov et al., *Astroparticle Physics* **12**, 367 (2000).